

## Die Strahlerstäubung bei Spritzdüsen

Fakultät für Maschinenwesen der Technischen Hochschule Braunschweig

Die technischen Mittel zur Erzielung einer hinreichend feinen Zerstäubung im Pflanzenschutz beherrscht man heute praktisch vollkommen, allerdings ist die Größenordnung der Tröpfchen, in die der Strahl zerteilt wird, der physikalische Vorgang bei der Zerstäubung und der Einfluß der einzelnen Faktoren auf die Tröpfchenfeinheit zum Teil noch ungeklärt.

Die Untersuchung der Zerstäubung soll sich in der Hauptsache auf Drallkörperdüsen beschränken, da sich hierbei aus der Strahlveränderung besonders brauchbare Rückschlüsse hinsichtlich der physikalischen Vorgänge ziehen lassen. Freilich sind Untersuchungen über die Zerstäubung bei Dieselmotoren durchgeführt worden. Leider können diese Erkenntnisse nicht auf die Zerstäubung bei Pflanzenschutzdüsen angewendet werden, da es sich im Motorenbau um verhältnismäßig kurze Reichweiten (2—3 cm) handelt, während diese im Pflanzenschutz immerhin bei 75—150 cm liegen (Abb. 1).

### Die Entstehung der Zerstäubung

Die Entstehung der Zerstäubung läßt sich experimentell am zweckmäßigsten bei Variierung des Zerstäubungsdruckes in den Grenzen von  $p = 0$  bis  $p = 3$  atü verfolgen.

Bei einem ganz geringen Druck (etwa 0,2 atü) findet kein kontinuierliches Ausfließen statt, sondern die Düse tropft erst langsam, dann mit schwach gesteigertem Druck schneller, bis sich schließlich ein dünner, geschlossener Flüssigkeitsstrahl bildet (Abb. 2, a). Hierbei entsteht anfangs an der Düsenmündung ein kegelförmiger Ansatz. Der Strahl besitzt eine sehr starke Kontraktion und eine glatte glänzende Oberfläche. Wird nun der Zerstäubungsdruck kontinuierlich gesteigert (0,2—0,5 atü), so verschwindet allmählich der Kegelsatz und die Kontraktion nimmt ab. Während der obere Teil des Strahles im Abstand  $l$  von der Düsenmündung vollkommen geschlossen ist und annähernd einen kreisförmigen Querschnitt hat, nimmt im unteren Teil der Strahl eine aufgeraute mattsilberweiße Oberfläche an, die schließlich in eine

schwache Faserung ausläuft. Die Faserung des Strahles erfolgt in der Weise, daß sich ständig mehr und mehr Tröpfchen vom Strahl lösen und sich die Oberfläche gewissermaßen abschält.

Beim Erreichen eines bestimmten Druckes (etwa 1,0 atü) entstehen an der Oberfläche Riefen, die sich immer stärker als Einschnürungen des Strahls kenntlich machen. Diese Einschnürungen quellen in dichtem Abstand und großer Anzahl aus der Düsenmündung heraus, wobei auch ihr gegenseitiger Abstand (b) ständig wächst. Die Einschnürungen wirken spiralförmig und erhalten eine Form, die bikonvexen Sicheln ähneln. Die Sichel sind flach, so daß es sich also nicht um räumlich ausgebauchte Verdickungen des Strahlquerschnittes, sondern nur um Veränderung in der Ebene handelt. Mit steigendem Druck (bis 1,5 atü) wachsen neue Einschnürungen und Sichel in wechselnder Folge aus der Düsenmündung heraus, die ständig länger und ausgeprägter erscheinen. Hat ihre Gesamtlänge  $l$  ein Maximum erreicht, so beginnen die untersten Sichel bei Vergrößerung ihres Abstandes von der Düsenmündung im Strahl zu verschwinden und an Stelle des bisher unterhalb der letzten Einschnürungen geschlossenen zylindrischen Strahles bildet sich ein spitzer Kegel mit aufgerauhter Oberfläche und schwacher Faserung (c) aus.

Aus dem Strahl (c) entsteht durch Aufspringen der dritten Einschnürung ein Strahl nach Figur d, und weiter nach Aufspringen der zweiten Einschnürung ein solcher nach Figur e.

Dabei scheint der Drall, der durch den Drallkörper dem Strahl erteilt wird, nicht ausschließlich den Drehsinn zu bestimmen, da die Drehung manchmal bei Druckänderungen ganz willkürlich ihre Richtung wechselt. Besonders charakteristisch ist die Erscheinung nach dem Aufspringen der letzten Einschnürung (f). Die Flüssigkeitshaut zieht sich anfangs noch so stark zusammen, daß die äußersten Kanten des Strahls fast parallel zueinander verlaufen.

Wird der Druck (2 atü) nun weiter gesteigert, so zieht sich die Flüssigkeitshaut weiter zusammen, die Zerstäubung tritt früher ein und der Spritzwinkel vergrößert sich. Dabei hat die Flüssigkeitshaut einen annähernd flachen Querschnitt, so daß der Strahl eine fächerähnliche Form besitzt. Nach einer weiteren Drucksteigerung (bis etwa 3 atü) beginnt die Düse zu zischen, der Flüssigkeitsstrahl wird immer unruhiger und die Flüssigkeitshaut rollt sich zu einem Kegelmantel zusammen (g). Sobald sich diese Umwandlung vollzogen hat, wird der Strahl ruhiger und das Zischen des Flüssigkeitskegels läßt nach. Schließlich verschwindet die Flüssigkeitshaut vollständig, und der Strahl erhält eine regelmäßige Kegelform mit einer etwas ausgebauchten Spitze (h). Hieraus läßt sich schließen, daß noch unmittelbar außerhalb der Mündung Kapillarkräfte bestrebt sind, den Strahl zusammenzuziehen, bevor die Zerstäubung eintritt. Verlängert man den Kegelmantel bis zu seinem Schnittpunkt, so stellt sich heraus, daß die Kegelspitze ziemlich tief innerhalb der Düsenbohrung ihren Ursprung hat.

Vergleicht man den Einfluß des Dralles bei dem Zerstäubungsvorgang, so zeigt sich, daß bei starkem Drall ein geringerer Druck erforderlich wird, um ähnliche Erscheinungen bei gleichen Flüssigkeiten hervorzurufen. Dabei sind die Sichel viel kräftiger ausgeprägt und die Abstände der Einschnürungen bedeutend geringer. Ist hingegen kein Drallkörper vorhanden, so treten ähnliche Erscheinungen auf, die jedoch viel schwächer ausgeprägt sind; es sind also zur Erzielung vollständig gleichartiger Vorgänge wesentlich höhere Zerstäubungsdrücke erforderlich. Die Stärke des Dralles äußert sich gleichfalls in dem Kegelwinkel, den der Zerstäubungskegel besitzt. Erhalten beispielsweise die Nuten am Umfang des Drallkörpers eine flachere Steigerung, so wird der Spritzwinkel des Kegels geringer. Diese Erscheinung ist darauf zurückzuführen, daß die Düsenmündung eine verhält-

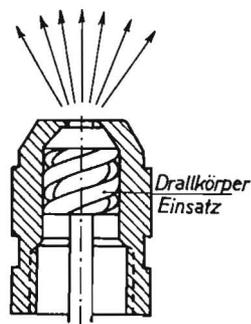


Abb. 1: Drallkörperdüse

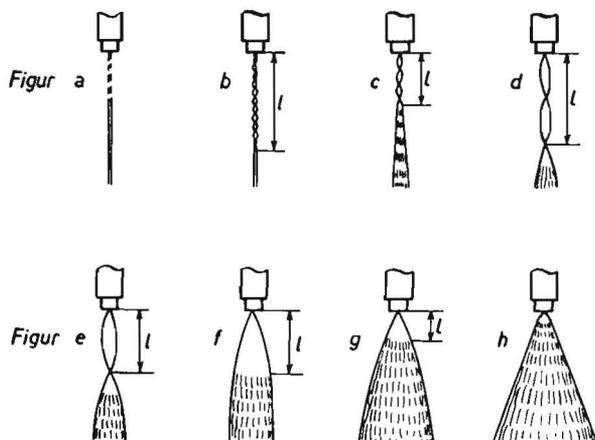


Abb. 2: Entstehung der Zerstäubung bei Variierung des Zerstäubungsdruckes

nismäßig große Länge im Vergleich zur Bohrung besitzt und daß daher die Größe der radialen Komponente des Dralls durch die Reibung in der Bohrung vermindert wird.

### Die Durchschlagkraft der Tröpfchen im Luftraum

Von besonderer Bedeutung für einen Spritzschleier ist es, daß seine Tröpfchen eine genügend große Durchschlagkraft besitzen, damit sie auch auf die am weitesten von der Düse entfernt liegende Fläche gelangen können, und vor allem die Begrenzung des Spritzbereiches festgelegt ist. Die Zusammenhänge seien daher näher behandelt.

#### a) Tröpfchengrößen verschiedener Flüssigkeiten in Abhängigkeit vom Zerstäubungsdruck

Die Zerstäubung ist besonders bei niedrigen Drücken, wie gesagt, sehr ungleichmäßig. Zwar sind die meisten Tröpfchen im Strahl recht grob, aber es treten Tröpfchen auf, wenn auch in prozentual geringem Umfang, die ausgesprochen fein sind. Die in großen Mengen bei niedrigen Drücken vorhandenen gröberen Tröpfchen nehmen mit steigendem Druck zahlenmäßig immer mehr ab und verschwinden schließlich ganz bei hohen Drücken. Hingegen wächst die Anzahl der Tröpfchen von mittlerer Größe, aber in noch stärkerem Maße nimmt die der feinen Tröpfchen zu. Demzufolge muß also der mittlere Durchmesser der Tröpfchen mit steigendem Druck abnehmen.

Auch die Werte bei Wiederholungsmessungen weichen voneinander ab, so daß sie sich graphisch nicht zu einer Kurve vereinigen, sondern nur in einer Zone zusammenfassen lassen. Benachbarte Tröpfchen im Strahl können sich somit in ihrer Größe um ein Vielfaches voneinander unterscheiden. Bei steigendem Zerstäubungsdruck hat es den Anschein, als ob die Zerstäubung gleichmäßiger würde. Tatsächlich beginnen schon bei mäßigen Drücken die gröberen Tröpfchen zu verschwinden und die Zone wird schmaler. Bei höheren Drücken scheint die Zerstäubung noch gleichmäßiger zu sein, weil das Auge die verschiedenen Größen der feineren Tröpfchen nicht mehr unterscheiden kann. Dagegen konnte bei der mikroskopischen Auswertung des Spritzschleiers eine Versmälnerung der Zone nicht festgestellt werden.

Um nun die Gesetzmäßigkeit der Tröpfchengröße in Abhängigkeit vom Zerstäubungsdruck zu erkennen, wurden die mikroskopisch ermittelten Meßergebnisse in ein Koordinatensystem übertragen und in Zonen zusammengefaßt. Hierbei ergaben sich für zwei verschiedene Drallkörperdüsen die Diagramme der Abbildung 3.

Hierbei zeigt sich, daß eine Veränderung des Dralles und Vergrößerung des Kegelwinkels bei konstantem Zerstäubungsdruck keine nennenswerte Veränderung der Tröpfchengröße zur Folge hat. Diese Aussage scheint mit dem „feineren Aussehen“ des Strahles bei größerem Kegelwinkel in Widerspruch zu stehen. Dieser Widerspruch ist jedoch dadurch zu erklären, daß bei größerem Kegelwinkel die Tröpfchen weiter auseinander sprühen und der Strahl klarer und durchsichtiger erscheint.

Außerdem trifft der Strahl durch seine kegelförmige Ausbreitung auf eine weit größere Luftmenge, die er in wirbelnde

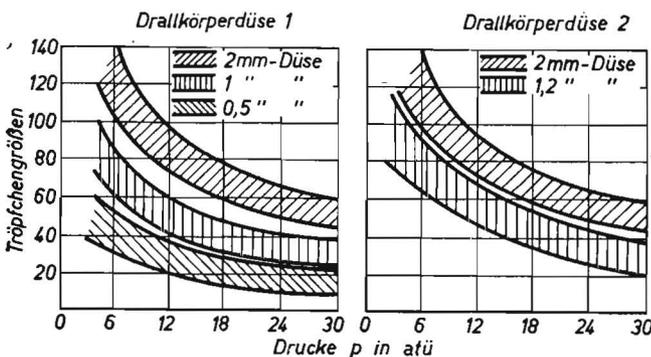


Abb. 3: Gesetzmäßigkeit der Tröpfchengröße in Abhängigkeit vom Zerstäubungsdruck

Bewegung versetzen muß. Da die Strömungsenergie bei einem Strahl mit breitem Kegel im Vergleich zu einem solchen mit spitzem Kegel bei konstantem Zerstäubungsdruck nicht mehr gleich groß, sondern geringer ist — zumal ein Teil des Druckes auf die Erzeugung des stärkeren Dralles aufgewendet werden muß, wodurch die Ausflußgeschwindigkeit beträchtlich abnimmt — so kann der breite Strahlkegel um so weniger die umgebende Luft in Bewegung setzen. Die Absolutgeschwindigkeit der einzelnen Tröpfchen nimmt, infolge des Widerstandes der größeren Luftmenge, viel schneller ab als bei einem spitzen Strahlkegel. Besonders die feineren Tröpfchen werden sehr bald von der, vor dem Strahl nach den Seiten hin ausweichenden Luft, in die gleiche Richtung gelenkt, wodurch der Strahl ein bedeutend „feineres Aussehen“ erhält.

Die Strahlformen lassen darauf schließen, daß die verschiedenen Tröpfchengrößen im Strahl Geschwindigkeiten unterschiedlicher Größe und Richtung besitzen. Bereits in der Mündung der Düse entstehen Geschwindigkeitsunterschiede, dadurch, daß die Flüssigkeit, die sich nahe der Düsenwandung befindet, durch die Reibung stark verzögert wird und die einzelnen Stromfäden ihrerseits wieder infolge der Flüssigkeitsreibung die Geschwindigkeit benachbarter, mehr im Innern des Strahles befindlichen Schichten verzögern. Infolgedessen herrscht in der Mitte des Strahles eine Höchstgeschwindigkeit, die nach den Wandungen zu abnimmt. Die verschiedene Richtung der Flüssigkeitsteilchen wird durch die Formgebung der Düsenmündung und den Drall verursacht. Nachdem die Tröpfchen die Düse mit einer Geschwindigkeit von bestimmter Größe und Richtung verlassen haben, bewegen sich diese frei durch die Luft und setzen sie jeweils in Bewegung. Alle Tröpfchen, sowohl der Flüssigkeit als auch der Luft, besitzen an jeder Stelle die Trägheitskraft entsprechend ihrer Masse und der Beschleunigung:

$$P_T = m \cdot b$$

Diese resultierende Beschleunigungskraft wird bedingt durch folgende Kräfte:

1. Schwerkraft  $P_S$ , gegeben durch die Masse  $m$  der Tröpfchen und die Erdbeschleunigung  $g$ :

$$P_S = m \cdot g$$

Sollen die Strömungsvorgänge unter dem Einfluß der Schwerkraft mechanisch ähnlich [1] verlaufen, so gilt nach Froude:

$$\frac{v}{\sqrt{l}} = \text{const}$$

Zwischen den Längen ( $l$ ) Geschwindigkeiten ( $v$ ) und Zeiten ( $t$ ) bestehen dann folgende Beziehungen:

$$\frac{l_1}{l_2} = \frac{t_1^2}{t_2^2}; \quad v_1 = \sqrt{\frac{l_1}{l_2}} \quad \text{und} \quad \frac{t_1}{t_2} = \sqrt{\frac{l_1}{l_2}}$$

2. Reibungskraft  $P_R$ , bedingt durch die Zähigkeit der Flüssigkeit und die der Luft.

Wird der Reibungskoeffizient mit  $\eta$  bezeichnet und bedeutet  $d_v/d_x$  die Geschwindigkeitsänderungen  $d_v$  beim Bewegen um die Strecke  $d_x$  in Richtung des Lotes auf die Reibungsfläche, so ist die Schubspannung  $\tau$ , die durch die Zähigkeit der Flüssigkeit beziehungsweise der Luft an der Fläche  $F$  hervorgerufen wird:

$$\tau = \eta \cdot \frac{d_v}{d_x}$$

Daraus ergibt sich die Reibungskraft zu:

$$P_R = \tau \cdot F = \eta \cdot \frac{d_v}{d_x} \cdot F$$

Für die Flüssigkeitsreibung bei mechanisch ähnlichen Vorgängen gilt das Reynolds'sche Gesetz

$$R = \frac{v \cdot l}{\nu} = \text{const}$$

und zwar wenn  $\rho = \gamma/g$  die Massendichte und  $\nu = \eta/\rho$  die kinematische Zähigkeit bezeichnen.

Hierbei bestehen wieder folgende Beziehungen:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\nu_1 \cdot l_2}{\nu_2 \cdot l_1} ; \quad \frac{l_1}{l_2} = \sqrt{\frac{\nu_1 \cdot t_1}{\nu_2 \cdot t_2}} \quad \text{und} \quad \frac{t_1}{t_2} = \frac{\nu_2 \cdot l_1^2}{\nu_1 \cdot l_2^2}$$

### 3. Kapillarkräfte, bedingt durch die Oberflächenspannung der Flüssigkeit.

Die Oberflächenspannung  $\sigma$  (Kapillarkonstante) in der oberen Grenzschicht einer Flüssigkeit wird erzeugt durch die Kapillarkraft  $P_K$ , die über die Streckenlänge  $l$  der Oberfläche wirkt:

$$P_K = \sigma \cdot l$$

Die Arbeit der Kraft  $P_K$  auf dem Weg  $s$  ist dann:

$$\Delta A = P_K \cdot s = \sigma \cdot l \cdot s = \sigma \cdot \Delta l$$

Wird die vorhandene Strömungsenergie in Oberflächenarbeit aufgespeichert, so ist, wenn

$$l = d_T \text{ Tröpfchendurchmesser} \\ i = \text{Anzahl der Tröpfchen} \\ v = \text{Geschwindigkeit}$$

$$\Delta A = \frac{m \cdot v^2}{2} = \sigma \cdot \Delta l$$

$$\frac{\pi \cdot d_T^3 \cdot \gamma \cdot i \cdot v^2}{6 \cdot 2 \cdot g} = \sigma \cdot i \cdot \pi \cdot d_T^2$$

$$\sigma = \frac{d_T \cdot \gamma \cdot v^2}{12 \cdot g}$$

hierin:  $\sigma/\rho = \kappa$  Kinematische Kapillarität

$$\frac{d_T \cdot \rho \cdot v^2}{\sigma} = \text{const}; \quad \frac{d_T \cdot v^2}{\kappa} = \text{const}$$

In Analogie gelten bei mechanisch ähnlichen Vorgängen für die Beziehungen der Geschwindigkeiten, Längen und Zeiten:

$$\frac{v_1}{v_2} = \sqrt[3]{\frac{\kappa_1 \cdot l_2}{\kappa_2 \cdot l_1}} ; \quad \frac{l_1}{l_2} = \sqrt[3]{\frac{\kappa_1 \cdot t_1^3}{\kappa_2 \cdot t_2^3}} ; \quad \frac{t_1}{t_2} = \sqrt[3]{\frac{\kappa_2 \cdot l_1^3}{\kappa_1 \cdot l_2^3}}$$

Soll eine gleichzeitige Wirkung der Zähigkeits- und Kapillarkräfte untersucht werden, so müssen folgende Bedingungen, die sich aus den vorstehenden Formeln ableiten lassen, erfüllt sein:

$$\frac{v \cdot \nu}{\kappa} = \text{const} \quad \text{also} \quad \frac{v \cdot \eta}{\sigma} = \text{const}$$

Dann ergeben sich wiederum folgende Beziehungen:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\nu_2 \cdot \kappa_1}{\nu_1 \cdot \kappa_2} ; \quad \frac{l_1}{l_2} = \frac{\nu_1^2 \cdot \kappa_2}{\nu_2^2 \cdot \kappa_1} ; \quad \frac{t_1}{t_2} = \frac{\nu_1^3 \cdot \kappa_2^2}{\nu_2^3 \cdot \kappa_1^2}$$

Während also bei der Betrachtung der Wirkungen von Schwerkraft, Viskosität und Kapillarität im einzelnen bei mechanisch ähnlichen Vorgängen die Wahl für das Verhältnis einer der drei Größen  $l$ ,  $v$  und  $t$  offen bleibt, ist bei einer gemeinsamen Wirkung von Viskosität und Kapillarität keines der Verhältnisse mehr frei wählbar, sondern sie sind durch die physikalischen Eigenschaften der Vergleichsflüssigkeiten festgelegt.

Wie lautet nun bei konstanter Düsenbohrung die Gleichung für Tröpfchengrößen verschiedenartiger Flüssigkeiten in Abhängigkeit des Zerstäubungsdruckes?

Nach den bisherigen Untersuchungen gelten folgende Beziehungen:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\nu_2 \cdot \kappa_1}{\nu_1 \cdot \kappa_2} \quad \text{und} \quad \frac{d_{T1}}{d_{T2}} = \frac{\nu_1^2 \cdot \kappa_2}{\nu_2^2 \cdot \kappa_1}$$

hieraus:  $\frac{\kappa_2}{\kappa_1} = \frac{\nu_2 \cdot v_2}{\nu_1 \cdot v_1} ; \quad \frac{d_{T1}}{d_{T2}} = \frac{\nu_1^2 \cdot \nu_2 \cdot v_2}{\nu_2^2 \cdot \nu_1 \cdot v_1} = \frac{\nu_1 \cdot v_2}{\nu_2 \cdot v_1}$

und da  $\frac{v_2}{v_1} = \frac{c_v}{c_v} \cdot \sqrt{\frac{p_2}{p_1}}$

so ergibt sich:  $\frac{d_{T1}}{d_{T2}} = \frac{\nu_1 \cdot c_v \cdot \sqrt{p_2}}{\nu_2 \cdot c_v \cdot \sqrt{p_1}} = \frac{\nu_1}{\nu_2} \cdot \sqrt{\frac{p_2}{p_1}}$

$$d_{T1} = d_{T2} \cdot \frac{\nu_1}{\nu_2} \cdot \sqrt{\frac{p_2}{p_1}}$$

Die Tröpfchendurchmesser verhalten sich proportional der kinematischen Zähigkeit des Mediums und umgekehrt proportional dem Wurzelwert des Zerstäubungsdruckes.

Die Zähigkeit der Flüssigkeit wirkt grundsätzlich hemmend und verzögernd auf die Flüssigkeitsbewegung als Ganzes und auf die Bewegung von Flüssigkeitsteilchen relativ zu den anderen innerhalb der Flüssigkeit selbst.

Aus der Zerstäubung zäher Flüssigkeiten geht fernerhin hervor, daß die Strahllösung in starkem Maße durch die Zähigkeit der Flüssigkeit behindert wird. Diese Feststellung wird unterstrichen durch den Vergleich der Häutchenbildung und des Häutchenzerfalles. Hierbei zeigt sich, daß die Zähigkeit selbst das Auswirken der Oberflächenspannung zu hemmen und damit die wichtigste Voraussetzung der Tröpfchenbildung zu unterbinden in der Lage ist.

Die Oberflächenspannung ist im Gegensatz zum Begriff der Dichte und Zähigkeit keine spezifische Flüssigkeitseigenschaft. Sie verdankt ihr Zustandekommen den Kohäsionskräften, die zwischen den Flüssigkeitsmolekülen bestehen. Sie ist damit also abhängig von der Flüssigkeitsdichte.

Bei merklich werdender Krümmung der Flüssigkeitsoberfläche setzt die Wirkung der Oberflächenspannung ein. Sie äußert sich in der Form des sogenannten Krümmungsdruckes, der bestrebt ist, einem vorgegebenen Flüssigkeitsvolumen die kleinste Oberfläche, also Kugelgestalt, zu geben. Für den Krümmungsdruck  $p$  gilt allgemein die Beziehung  $p = C \cdot (1/R_1 + 1/R_2)$  ( $\text{kg/cm}^2$ ), wobei  $C$  die Kapillaritätskonstante,  $R_1$  und  $R_2$  die Krümmungsradien der Flüssigkeitsoberfläche in zwei zueinander senkrecht stehenden Schnittebenen bedeuten. Man erkennt aus dieser Gleichung, daß der Krümmungsdruck mit kleiner werdendem Krümmungsradius zunimmt. Dies hat für die Strömungsform des Strahles, den Strahlzerfall und die Tröpfchenbildung eine außerordentliche Bedeutung.

#### b) Geschwindigkeit und Reichweite einzelner Tröpfchengrößen.

Es ist also äußerst schwierig, die Durchschlagskraft ganzer Flüssigkeitsschleier zu bestimmen. Es ist lediglich möglich, für einzelne Tröpfchen von bekanntem Durchmesser  $d$ , die mit einer bestimmten Anfangsgeschwindigkeit  $v_0$  in einen Luftraum geschleudert werden, die Reichweite  $s$  zu ermitteln.

Um nun die Reichweite von Tröpfchen im Luftraum erfassen zu können, ist zu untersuchen, in welchem Maße die den Tröpfchen beim Austritt aus der Düse erteilte Geschwindigkeit unter dem Einfluß des Luftwiderstandes abnimmt.

Bei kleinen Tröpfchen wächst der Widerstand proportional der 1. Potenz der Geschwindigkeit und der Zähigkeit der Luft, denn nach dem Stokes'schen Gesetz gilt:

$$W = 3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d \cdot v \quad (g)$$

Nach Lenard findet ein Übergang von der laminaren zur turbulenten Strömung etwa bei Tröpfchengrößen von  $300 \mu$  statt.

Bei Tröpfchengrößen über  $300 \mu$  wächst dann der Widerstand nach dem Newton'schen Gesetz angenähert proportional mit dem Quadrat der Geschwindigkeit [2], der Dichte der Luft und der Stirnfläche des Tröpfchens.

$$W = \Psi' \cdot \frac{\rho_L}{g} \cdot F \cdot v^2 = \Psi' \cdot \rho_L \cdot \frac{\pi \cdot d^2}{4} \cdot v^2$$

Der Koeffizient  $\Psi'$  ist dabei eine empirisch ermittelte Zahl, die eine Funktion der Reynolds'schen Zahl  $R$  ist

$$\Psi' = f(R)$$

Für die Konstante  $\Psi$  gibt Lenard den Wert  $\Psi = 0,153$  an, und setzt  $\Psi' = 4/3 \cdot \Psi$  [3]. Sie ist geringer als die für feste Körper, die von Newton zu 0,376 ermittelt wurde. Dies läßt darauf schließen, daß Tröpfchen beim Fallen die Tendenz zeigen, ihre Kugelgestalt in eine für den Widerstand günstigere Form umzuwandeln.

Kinematische Zähigkeit der Luft:

$$\nu = \frac{\eta}{\rho_L} = \frac{\eta' \cdot g}{\rho_L} = \frac{\eta'}{\rho_L} \quad (\text{cm}^2/\text{sec})$$

$\eta'$  = Reibungskonstante der Luft.

Für die Reibungskonstante gibt Lenard den vom Luftdruck unabhängigen und mit der Temperatur steigenden Wert

$$\eta' = 0,00018 \text{ (g/cm sec) bei } 20^\circ \text{ C an.}$$

$$\rho_L = 0,0012 \text{ g/cm}^3 \text{ für Luft von 760 mm Hg und } 20^\circ \text{ C.}$$

$$\nu = \frac{0,00018}{0,0012} = 0,15 \text{ cm}^2/\text{sec}$$

Die Endgeschwindigkeit ist dabei nach Stokes:

$$v = \frac{d^2 \cdot \rho \cdot g}{18 \cdot \eta'} = \frac{0,00030^2 \cdot 1000 \cdot 98,1}{18 \cdot 0,00018} = 2,72 \text{ m/sec}$$

$$\eta = \frac{\eta'}{g} = 0,000000184 \left( \frac{\text{g sec}}{\text{cm}^2} \right)$$

Dafür ergibt sich folgende Reynolds'sche Zahl:

$$R = \frac{v \cdot d}{\nu} = \frac{2,72 \cdot 0,00030 \cdot 10^4}{0,15} = 54,6.$$

Da die Austrittsgeschwindigkeiten weit höher liegen, gilt also das quadratische Widerstandsgesetz. Erst nachdem die Tröpfchen den größten Teil ihrer Anfangsgeschwindigkeit verloren haben, kann auf sie die Stokes'sche Formel angewendet werden.

Bei der Grenzgeschwindigkeit von  $v = 2,72$  m/sec muß sowohl der nach der einen Formel, wie der nach der anderen Formel berechnete Widerstand angenähert gleich sein. Daher können wir folgende Gleichung aufstellen:

$$3 \cdot \pi \cdot d \cdot v = \Psi' \cdot \frac{\rho_L}{g} \cdot \frac{\pi \cdot d^2}{4} \cdot v^2$$

$$\text{daraus folgt: } \Psi' = \frac{12 \cdot g \cdot \eta}{d \cdot v \cdot \rho_L} = \frac{12}{R} = \frac{12}{54,6} = 0,218.$$

Dieser Wert stimmt mit der Widerstandsziffer überein, die Prandtl bei Versuchen mit Kugeln gefunden hat [4]. Vergleichen wir fernerhin obigen Wert  $\Psi'$  mit dem von Lenard angegebenen Wert  $\Psi = 0,153$  ( $\Psi' = 4/3 \cdot \Psi = 4/3 \cdot 0,153 = 0,204$ ), so ergibt sich auch hier eine gute Übereinstimmung.

Ausgehend von den Zerstäubungsdrücken im Bereich von  $p = 2$  bis 30 atü sollen nun für die zugehörigen Tröpfchendurchmesser einer Düsentype und deren Anfangsgeschwindigkeiten die Geschwindigkeiten und Reichweiten in Abhängigkeit von der Zeit ermittelt werden. Dabei brauchen wir keine Bedenken zu hegen, daß die Werte vielleicht nicht der Wirklichkeit voll entsprechen, denn wie wir sehen werden, würde dieses an den Resultaten der Rechnung, vor allem aber an den Schlüssen, die wir aus diesen ziehen können, nichts ändern.

Die Zerstäubung erfolgt in der freien Atmosphäre.

Die Beschleunigungskraft eines Tröpfchens ist dann:

$$P = m \cdot \frac{dv}{dt}$$

Die Masse ist:

$$m = \frac{\pi \cdot d^3}{6} \cdot \frac{\rho_{\text{Öl}}}{g} = \frac{\pi \cdot d^3}{6} \cdot \rho_{\text{Öl}}$$

Es muß nun die Kraft gleich dem Widerstand sein:

$$P = -W$$

$$\frac{\pi \cdot d^3}{6} \cdot \rho_{\text{Öl}} \cdot \frac{dv}{dt} = -\Psi' \cdot \frac{\rho_L}{g} \cdot \frac{\pi \cdot d^2}{4} \cdot v^2$$

$$\text{daraus folgt: } \frac{dv}{dt} = -\frac{1,5 \cdot \Psi' \cdot \rho_L}{d \cdot \rho_{\text{Öl}}} \cdot v^2$$

$$\text{Wir setzen nun: } \frac{1,5 \cdot \Psi' \cdot \rho_L}{d \cdot \rho_{\text{Öl}}} = \frac{1,5 \cdot \Psi' \cdot \rho_L}{d \cdot \rho_{\text{Öl}}} = k_L$$

$$\rho_{\text{Öl}} = 0,910 \cdot 1000 = 910 \text{ kg/m}^3; \rho_L = \frac{910}{9,81} = 93 \left( \frac{\text{kg sec}^2}{\text{m}^4} \right)$$

Zerstäubung in freier Luft:

$$\rho_L = 1,20 \text{ kg/m}^3; \rho_L = \frac{\rho_L}{g} = \frac{1,20}{9,81} = 0,121 \left( \frac{\text{kg sec}^2}{\text{m}^4} \right)$$

Für  $k_L$  ergibt sich dann in freier Luft:

$$k_L = \frac{1,5 \cdot 0,218 \cdot 1000}{8,2 \cdot 93 \cdot d} = \frac{0,43}{d} \quad (1/\text{m})$$

Knüpfen wir nun wieder an unsere erste Rechnung an, so ist:

$$\frac{dv}{dt} = -k_L \cdot v^2; \frac{dv}{v^2} = -k_L \cdot dt; \int_{v_0}^v \frac{dv}{v^2} = -k_L \cdot \int_0^t dt$$

$$\frac{1}{v} - \frac{1}{v_0} = k_L \cdot t; \frac{1}{v} = \frac{1}{v_0} + v_0 \cdot k_L \cdot t$$

$$\text{Geschwindigkeit: } v = \frac{v_0}{1 + v_0 \cdot k_L \cdot t} \quad (\text{m/sec})$$

Bezeichnen wir die zurückgelegten Wege mit  $s$ , so ist:

$$v = \frac{ds}{dt} \text{ daher } ds = \frac{v_0 \cdot dt}{1 + v_0 \cdot k_L \cdot t}; \int_0^s ds = \int_0^t \frac{v_0 \cdot dt}{1 + v_0 \cdot k_L \cdot t}$$

$$\text{Reichweite: } s = \frac{1}{k_L} \cdot \ln(1 + v_0 \cdot k_L \cdot t) \quad (\text{m})$$

Die nach vorstehenden Formeln berechneten Geschwindigkeiten und Wege sind in der Tabelle für die Zerstäubung in freier Luft zusammengestellt und in einem räumlichen Koordinatensystem

### Geschwindigkeit und Reichweite der Tröpfchen (Öl) im Luftraum

Druck-diff. $P_1 - P_2$ kg/cm <sup>2</sup>	2,0	4,0	6,0	8,0	10,0	15,0	20,0	25,0	30,0
Tröpfchen-durchm. $d$ mm	0,15	0,13	0,10	0,09	0,08	0,06	0,05	0,05	0,04
theoret. Ausfließgeschw. $V_{th}$ m/s	19,75	28,00	34,30	39,50	44,25	54,20	62,50	70,00	76,50
wirkt. Ausfließgeschw. $V_0$ m/s	19,00	27,00	33,30	38,50	42,60	52,85	61,20	67,80	73,50
$k_L$ 1/m	2,87	3,42	4,30	4,95	5,74	6,95	7,70	8,60	9,55

### Geschwindigkeit $v$ (m/sec)

Zeit in sec	0,001	0,005	0,010	0,020	0,030	0,050	0,10	0,20	0,50	1,00	2,00
2,0	18,00	24,60	29,20	32,30	34,30	38,70	41,50	42,80	43,20	14,95	18,45
4,0	14,95	18,45	19,50	19,70	19,15	18,65	18,25	17,30	16,30	12,25	14,05
6,0	12,25	14,05	13,75	13,20	12,35	11,30	10,70	9,92	9,17	9,05	9,50
8,0	9,05	9,50	8,73	8,00	7,26	6,35	5,85	5,35	4,90	7,20	7,20
10,0	7,20	7,20	6,33	5,72	5,10	4,40	4,05	3,65	3,34	5,10	4,79
15,0	5,10	4,79	4,10	3,65	3,22	2,73	2,49	2,24	2,04	2,93	2,63
20,0	2,93	2,63	2,19	1,92	1,67	1,40	1,27	1,14	1,03	1,59	1,38
25,0	1,59	1,38	1,13	1,01	0,85	0,71	0,64	0,58	0,52	0,67	0,57
30,0	0,67	0,57	0,46	0,40	0,35	0,29	0,26	0,23	0,21	0,34	0,28
35,0	0,34	0,28	0,23	0,20	0,17	0,14	0,13	0,12	0,11	0,17	0,14
40,0	0,17	0,14	0,12	0,10	0,09	0,08	0,07	0,06	0,05		

### Reichweite $s$ (m)

Zeit in sec	0,001	0,005	0,010	0,020	0,030	0,050	0,10	0,20	0,50	1,00	2,00
2,0	0,013	0,020	0,024	0,027	0,030	0,036	0,042	0,046	0,051	0,065	0,100
4,0	0,065	0,100	0,112	0,128	0,136	0,149	0,152	0,156	0,157	0,122	0,188
6,0	0,122	0,188	0,200	0,214	0,216	0,220	0,220	0,218	0,217	0,254	0,303
8,0	0,254	0,303	0,310	0,315	0,308	0,302	0,301	0,299	0,283	0,335	0,385
10,0	0,335	0,385	0,390	0,380	0,366	0,355	0,350	0,336	0,323	0,450	0,503
15,0	0,450	0,503	0,485	0,475	0,453	0,423	0,415	0,394	0,375	0,640	0,680
20,0	0,640	0,680	0,632	0,605	0,560	0,520	0,500	0,470	0,445	0,860	0,860
25,0	0,860	0,860	0,790	0,740	0,680	0,620	0,590	0,550	0,518	1,160	1,125
30,0	1,160	1,125	1,000	0,925	0,835	0,750	0,710	0,660	0,615	1,390	1,320
35,0	1,390	1,320	1,150	1,060	0,955	0,850	0,800	0,740	0,685	1,630	1,530
40,0	1,630	1,530	1,315	1,200	1,070	0,950	0,890	0,820	0,755		

natensystem in Abhängigkeit von der Zeit und vom Zerstäubungsdruck graphisch dargestellt (Abb. 4 und 5).

Die Rechnung ergibt, daß die Geschwindigkeit eines Tröpfchens in Abhängigkeit von der Zeit äußerst schnell abnimmt und daß infolgedessen das von ihm erreichbare Endziel bereits in wenigen Sekunden erreicht ist. Obgleich mit steigen-

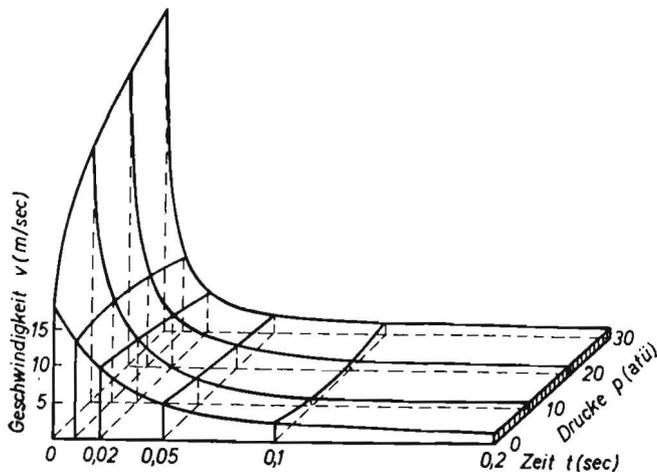


Abb. 4: Geschwindigkeit eines Tröpfchens nach Austritt aus der Düse

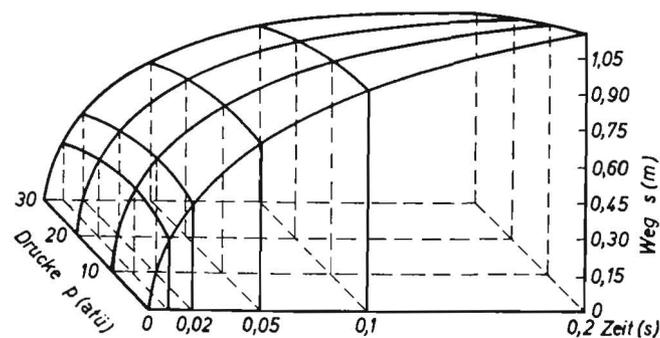


Abb. 5: Weg eines Tröpfchens nach Austritt aus der Düse

dem Druck die feineren Tröpfchen wegen ihrer größeren Anfangsgeschwindigkeit im ersten Augenblick einen weiteren Weg zurücklegen, nähern sie sich doch schnell einer oberen Grenze. Hingegen überholen die gröbereren Tröpfchen, die bei einem Zerstäubungsdruck entstanden sind und anfangs eine kleinere Geschwindigkeit besitzen, sehr bald diese feineren Tröpfchen.

Daher erhalten wir für ein bestimmtes Zeitintervall mit zunehmendem Zerstäubungsdruck und abnehmender Tröpfchengröße erst ein Anwachsen der Geschwindigkeit und des Weges und dann ein Abnehmen. (Die Grenze dafür ist in der Tabelle durch eine Linie zwischen den Ziffern gekennzeichnet.)

Mit zunehmender Größe der Zeitintervalle verschiebt sich die Grenze immer mehr in den Bereich der kleineren Zerstäubungsdrücke: Ein Tröpfchen, das ein Maximum an Weglänge zurücklegen soll, muß um so gröber sein, je länger das Zeitintervall ist, das ihm zum Durchlaufen dieser Strecke zur Verfügung steht. Die Maxima treten jedoch so schwach hervor, daß sie in dem räumlich gezeichneten Diagramm fast nicht zu erkennen sind.

#### Schrifttum:

- [1] Weber: Die Grundlagen der Ähnlichkeitsmechanik und ihre Verwertung. Jahrbuch der Schiffbautechnischen Gesellschaft, 1919.
- [2] Helmholtz: Wiss. Abhandl. Bd. I, S. 15.
- [3] Lenard: Schwingungen fallender Tropfen. Wied. Ann. 1887, S. 230.
- [4] Wieselsberger, C.: Mitteilungen aus der Göttinger Modellversuchsanstalt. Zeitschr. f. Flugtechnik u. Motorluftschiffahrt (1914) S. 140.

\*

Der vorliegende Beitrag stellt einen Auszug aus einer von der Fakultät für Maschinenwesen an der Technischen Hochschule Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig genehmigten Dissertation des Verfassers dar. Durchgeführt wurden die Untersuchungen im Institut für Landmaschinen der Universität Göttingen (Leiter: Prof. Dr.-Ing. K. Gallwitz). In einem weiteren Beitrag sollen die Ausflußeigenschaften von Prall- und Drallkörperdüsen behandelt werden, um festzustellen, welchen Ausflußgesetzen sie gehorchen. Für Drallkörperdüsen wird dabei eine neue Durchflußformel entwickelt. DK 632

## Résumé:

Obering. Dr.-Ing. H. Nickels: „Die Strahlerzerstäubung bei Spritzdüsen.“

Der physikalische Vorgang bei der Zerstäubung und der Einfluß der einzelnen Faktoren auf die Tröpfchenfeinheit waren bislang zum Teil noch ungeklärt. Der Verfasser verfolgt experimentell die Entstehung der Zerstäubung bei Variierung des Zerstäubungsdruckes in den Grenzen von 0 bis 3 atm und den Einfluß des Dralles auf den Zerstäubungsvorgang. Er untersucht ferner die Abhängigkeit der Tröpfchengrößen verschiedener Flüssigkeiten vom Zerstäubungsdruck. Danach verhalten sich die Tröpfchendurchmesser proportional der kinematischen Zähigkeit des Mediums und umgekehrt proportional dem Wurzelwert des Zerstäubungsdruckes. Ebenso wird die Geschwindigkeit und Reichweite einzelner Tröpfchengrößen errechnet und das Ergebnis tabellarisch zusammengefaßt.

Obering. Dr.-Ing. H. Nickels: „The Atomizing Effect of Spray Nozzles.“

The physical basis of atomization and the influence of the individual factors on the droplets has, up to the present, not yet been properly explained. The writer has conducted numerous experiments to demonstrate the effect of variations in pressure in the range 0—3 Atmospheres on the atomization, as well as the effect of the torque at the nozzle. He further investigates the relation between the size of the droplets of various liquids and the atomization pressure. The diameter of the droplets is proportional to the kinematic viscosity of the spraying medium and in inverse proportion to the square root of the atomizing pressure. The velocity and the range of various sizes of droplets are calculated and tabulated.

Obering. Dr.-Ing. H. Nickels: «La pulvérisation du jet par les buses d'arrosage.»

Le phénomène physique et l'influence des différents facteurs sur la finesse des gouttelettes, lors de la pulvérisation, est resté, jusqu'à ce jour, encore en partie inexpliqué. L'auteur observe expérimentalement la naissance de la pulvérisation, en faisant varier la pression dans les limites de 0 à 3 atmosphères, et l'influence de la turbulence sur le phénomène. En outre, il étudie la dépendance de la grosseur des gouttes des différents liquides, avec la pression de pulvérisation. Il résulte de cette étude que le diamètre des gouttelettes est directement proportionnel à la ténacité cinématique du liquide, et inversement proportionnel au coefficient de la racine de la pression de pulvérisation. De même, la vitesse et la distance d'arrosage, pour les différentes grosseurs de gouttes, ont été calculées et les résultats sont consignés sur le tableau.

Ingeniero jefe Dr. H. Nickels: «La pulverización del chorro en las toberas de pulverizar.»

El proceso físico de la pulverización y la influencia de los diferentes factores en el tamaño de las gotitas no ha quedado aclarado completamente hasta aquí. El autor persigue en una serie de experimentos la forma producirse la pulverización, variando la presión dentro de los límites de 0 a 3 atms, teniendo en cuenta la influencia de la torsión en el proceso de la pulverización. Investiga además la dependencia del tamaño de las gotitas de varios líquidos, de la presión de la pulverización. Resulta que los diámetros de las gotitas son proporcionales a la viscosidad cinemática del medio y proporcionales a la inversa al valor de la raíz de la presión de pulverización. También se calcula la velocidad y el alcance de algunos tamaños de gotitas, recogiéndose los resultados en forma de cuadro.